

О ЧАСТОТНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Н. Ф. Деревянко, В. М. Латышев, А. М. Трохан

(Москва)

Для измерения местной скорости течения в потоках, содержащих оптические неоднородности, обычно используют времяпролетный метод, основанный на регистрации сигналов, вызываемых прохождением неоднородностей через две заданные точки [1,2].

Ниже показано, что замена корреляционного анализа двух сигналов частотным анализом сигналов от нескольких точек позволяет упростить задачу нахождения средней скорости течения в заданной области потока. Приводятся результаты измерения указанным способом скорости течения воды в прямоугольном канале.

Пусть поле оптических неоднородностей, представляющее собой случайную функцию координат, связано с частицами потока, и скорость его переноса равна скорости движения жидкости.

Наблюдая поле оптических флуктуаций $N(x, y, z, t)$ через оптическую систему с коэффициентом пропускания $k(x, y, z)$ (модулятор), получим отображение

$$Q(x, y, z, t) = k(x, y, z) N(x, y, z, t) \quad (1)$$

Предположим, что из потока выделяется серия кубических объемов с линейным размером b , расположенных с постоянным шагом Λ (длина волны модулятора) вдоль направления x . Тогда коэффициент пропускания $k(x, y, z)$ будет периодической функцией координаты x и может быть представлен в виде ряда

$$k(x, y, z) = a_0 + \sum_{n=-K}^K a_n e^{in\pi x} \quad (0 < y = z < b)$$

$$k(x, y, z) = 0 \quad (y = z > b, y = z < 0)$$

Здесь π — волновое число, определяемое длиной волны модулятора; a_0 — среднее значение коэффициента пропускания в направлении x ; a_n — амплитуда n -й гармоники. Тогда отображение (1) приобретает вид

$$Q(x, y, z, t) = a_0 N(x, y, z, t) + \sum_{n=-K}^K a_n N(x, y, z, t) e^{in\pi x} \quad (0 < y = z < b) \quad (3)$$

$$Q(x, y, z, t) = 0 \quad (y = z > b, y = z < 0)$$

Полагая, что поле $N(x, y, z, t)$ отвечает условию изотропности, получим выражение для трехмерной спектральной плотности отображения (3)

$$\Phi_Q(v) = a_0 \Phi_N(v) + \sum_{n=-K}^K a_n \Phi(v + n\pi) \quad (4)$$

где v — волновое число, определяемое масштабами оптических неоднородностей в потоке (соответствующая длина волны λ). Для «замороженного» поля, переносимого с постоянной скоростью, пространственный спектр связан с временным соотношением [3]

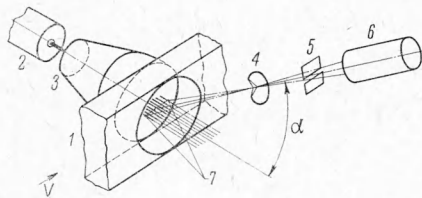
$$\Phi_Q(v) = -\frac{v^2}{2\pi v} W'(vv)$$

Подставляя это выражение в (4), получаем

$$W_Q(vv) = a_0 W(vv) + \sum_{n=-K}^K a_n W(vv + n\pi) \quad (5)$$

Таким образом, временный спектр отображения (3) представляет собой совокупность спектров $W_N(vv)$, взятых в масштабе a_n и разнесенных по частотам на $n\pi$. Сигнал, поступающий на анализатор, представляет собой сумму сигналов от m , выделяемых оптической системой объемов.

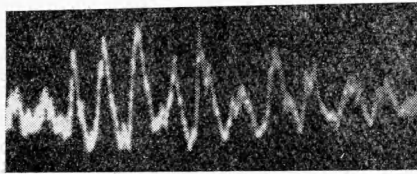
Поэтому спектр результирующего сигнала будет равен сумме спектров сигналов, запаздывающих друг относительно друга на время $t_3 = x/v$. Вводя запаздывание в (5) и производя суммирование, получим



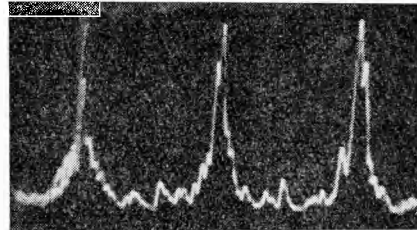
Фиг. 1

$$\begin{aligned}
 W(vv) &= \int_0^{m\Delta} \left\{ a_0 W_N(vv) + \sum_{n=0}^K a_n W(vv + nv\kappa) e^{-i\kappa x} + \sum_{n=0}^K a_n W(vv - nv\kappa) e^{i\kappa x} \right\} e^{-ivx} dx = \\
 &= a_0 W_N(vv) \left[-\frac{1}{iv} e^{-ivm\Delta} + \frac{1}{iv} \right] + \sum_{n=0}^K a_n W(vv + nv\kappa) \times \\
 &\quad \times \left[-\frac{1}{i(v+\kappa)} e^{-i(v+\kappa)m\Delta} + \frac{1}{i(v+\kappa)} \right] + \\
 &\quad + \sum_{n=1}^K a_n W(vv - nv\kappa) \times \left[-\frac{1}{i(v-\kappa)} e^{-i(v-\kappa)m\Delta} + \frac{1}{i(v-\kappa)} \right] \quad (6)
 \end{aligned}$$

Из (6) следует, что при $m \rightarrow \infty$, спектр, получаемый на анализаторе, стремится к временному спектру (5) отображения (3). Влияние фазовых сдвигов будет тем больше, чем меньше m . При заданном m искажение составляющих спектра будет тем меньше, чем больше отношение длины волны модулятора к масштабу неоднородностей (Δ/λ). При уменьшении числа отверстий происходит не только уменьшение амплитуд, но и уширение спектра за счет увеличения числа гармоник в разложении (2).



Фиг. 2



Фиг. 3

Если коэффициент пропускания модулятора — гармоническая функция, то это позволяет свести уширение составляющих спектра до минимума. При этом спектр оптических неоднородностей потока передается без искажения.

Независимо от вида модулирующей функции, скорость течения может быть найдена из соотношения

$$v = \Lambda \Delta f, \quad \Delta f = \frac{\Delta \omega}{2\pi} \quad (7)$$

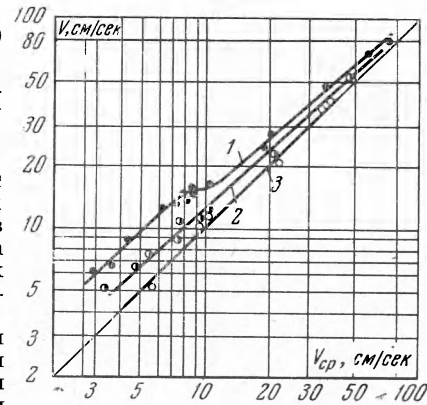
Здесь Δf — отклонение в герцах максимума боковой составляющей спектра от несущей частоты.

Оптические неоднородности, используемые для определения скорости течения, могут иметь самую различную природу. Это могут быть дискретные макрочастицы, взвешенные в потоке, локальные аномалии коэффициента преломления, концентрации поглощающих свет примесей, флуктуации яркости собственного свечения и т. д.

При использовании собственного свечения или флуктуаций коэффициента преломления путем применения светосильной оптики или пиллярной системы с малой глубиной резкости возможно получение пространственного разрешения вдоль направления наблюдения порядка 2—3 мм [4].

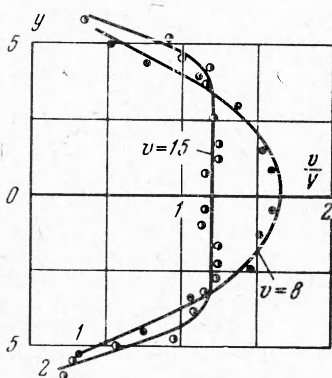
Использование в качестве сигнала рассеянного излучения от оптических неоднородностей позволяет получить значительно большее разрешение.

В наших экспериментах использовался рассеянный свет от естественных макрочастиц, содержащихся в водопроводной воде. Схема установки приведена на фиг. 1. Вода течет в прямоугольном калиброванном канале 1 сечением $12.5 \times 28,6$ мм². Луч света от He-Ne лазера 2 при помощи коллиматора 3 разделяется на ряд параллельных лучей (от 2 до 20) диаметром 0.4 мм при расстоянии между осями лучей $0.8 \pm 0,01$ мм. Наиболее приемлемым является выбор 8—10 лучей. В этом случае при сравнительно

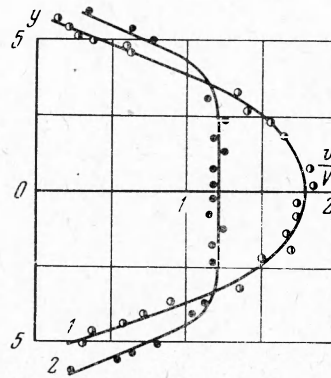


Фиг. 4

небольшом пространственном осреднении получена достаточно малая ширина боковых составляющих спектра. Изображение отчетливо видимых в воде лучей при помощи объектива 4 проектируется на диафрагму 5, за которой расположен фотоумножитель 6 (ФЭУ-11). Диафрагма выделяет из изображения лучей серию областей 7, расположенных вдоль по потоку.



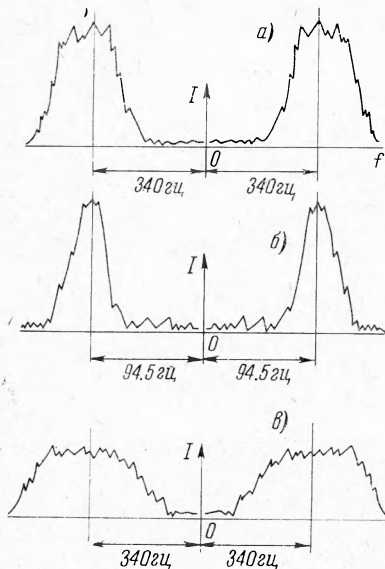
Фиг. 5



Фиг. 6

Модулирующее поле может быть образовано также при помощи диафрагмы с переменным коэффициентом пропускания, помещаемой в плоскость изображения рассеянного излучения перед фотоумножителем. Угол α между направлением лучей и осью регистрирующей системы выбирался в пределах $10-90^\circ$.

Увеличение угла α приводит к уменьшению рассеянного света, попадающего на катод ФЭУ, но даже при $\alpha = 90^\circ$ было получено приемлемое отношение сигнал/шум (не менее 5/1).



Фиг. 7

На фиг. 2 приведена типичная осциллограмма сигналов, снимаемых с фотоумножителя, а на фиг. 3 — типичная спектрограмма их. Центр среднего пика соответствует нулевой частоте, а центры боковых — частоте модуляции. В наших измерениях определялась частота, соответствующая максимуму боковых пиков. По этой частоте и находилась величина скорости течения. Одновременно измерялась средняя скорость течения по расходу воды.

На расстоянии 50 мм от окон выше по потоку располагалась подвижная диафрагма, при помощи которой поток перекрывался турбулизирующими решетками. Решетка 1 содержит 18 отверстий диаметром 3,5 мм, а решетка 2 — 30 отверстий диаметром 1,75 мм по сечению.

На фиг. 4 проводится сравнение средней по сечению скорости V см·сек⁻¹ потока, определенной по расходу воды и скорости v см·сек⁻¹ в середине канала, найденной при анализе спектрограмм. Кривая 1 соответствует потоку в канале без турбулизирующих решеток, кривая 2 — течению с решеткой 1 и кривая 3 — течению с решеткой 2.

Как видно из кривых, скорость, измеренная в середине канала, выше средней по сечению в случае отсутствия турбулизатора и для турбулизатора с крупными отверстиями. Для турбулизатора с мелкими отверстиями во всем диапазоне измерения скорость близка к средней. На кривой 1 при средней скорости 8—9 см·сек⁻¹ виден изгиб, соответствующий переходу от ламинарного течения к турбулентному.

На фиг. 5 приведены результаты измерения поля скоростей вдоль прямой, параллельной меньшей стороне прямоугольного канала и проходящей через середину поперечного сечения канала для двух средних скоростей течения — 8 и 15 см·сек⁻¹. По оси абсцисс отложено отношение скорости v , измеренной в данной точке сечения, к средней скорости V потока, а по оси ординат расстояние в мм вдоль сечения от его центра. Кривая 1 соответствует ламинарному, а кривая 2 — турбулентному течению.

На фиг. 6 в этих же координатах приведены измеренные поля скоростей для течения без турбулизатора при средней скорости V течения 4.3 см сек^{-1} (кривая 1) и с турбулизатором 1 при средней скорости 5 см сек^{-1} (кривая 2).

Проведенные эксперименты показали, что частотный анализ оптических сигналов от серии точек потока позволяет найти среднюю скорость течения жидкости в заданной области с пространственным осреднением порядка нескольких миллиметров в направлении течения и порядка одного миллиметра в двух других направлениях. Разрешение определялось лишь выбранной геометрией модулятора и может быть значительно лучшим. Разброс полученных значений течения составлял 2—3% при измерении скорости течения в пределах $0.01—1 \text{ м сек}^{-1}$ и определялся главным образом ограниченным временем анализа спектра. При более высоких скоростях течения необходимое время анализа меньше. Диапазон измеренных значений скорости определялся сверху максимальной скоростью, получаемой в установке, а снизу разрешением регистрирующего оборудования. В случае, если перенос поля оптических флуктуаций происходит с переменной по времени скоростью, то это приводит к уширению спектра, что может быть использовано для измерения турбулентности.

В качестве иллюстрации на фиг. 7 приведены спектры сигналов для турбулентного *a* и ламинарного *b* течений, а также турбулентного течения со средней скоростью, такой же, что и в случае *a*, но с дополнительным введением турбулизирующей решетки 1. Средние скорости течений для спектров *a* и *b* равны 27.2 см сек^{-1} , а для спектра *b* ее значение 7.56 см сек^{-1} .

Авторы благодарны С. А. Христиановичу за внимание и интерес к работе.

Поступила 12 VII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Freeman M. P., Li S. U., Jaskowsky W. Velocity of propagation and nature of luminosity fluctuations in a plasma jet. *J. Appl. Phys.*, 1962, vol. 33, No. 9, p. 2845—2848.
2. Деревянко Н. Ф., Трохан А. М. О применении корреляционного метода для измерения скорости плазменных потоков. *Измерительная техника*, 1966, № 10, стр. 24—28.
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
4. Dixon — Lewis G., Isles G. L. Shap—focusing schlieren systems for studies of flat flames. *J. Scient. Instrum.*, 1962, vol. 39, No. 4, p. 148—151.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕАКЦИИ РАВНОМЕРНО-ЗАВИХРЕННОГО ПОТОКА НА ОБТЕКАЕМЫЙ КОНТУР

А. Г. Ярмицкий (Днепропетровск)

Рассматривается обтекание контура плоским потоком несжимаемой идеальной жидкости с постоянным вихрем. Такой поток жидкости назовем равномерно-завихренным. Силы, действующие на контур в равномерно-завихренном потоке, анализировались в ряде работ [1—3]. Работа [1] посвящена изучению кругового равномерно-завихренного потока, а в работах [2—4] исследуется равномерное течение с поперечным градиентом скорости. Указанные исследования в основном были связаны с задачами об обтекании тел в карусельном гидроканале, а также при ветре в природных условиях.

Ниже показано, что метод определения функции тока возмущенного кругового потока, разработанный в [1], может быть обобщен на любой равномерно-завихренный поток, в частности на равномерное течение с поперечным градиентом скорости. Получена формула для определения гидродинамической реакции любого равномерно-завихренного потока на обтекаемый контур. Выводится конечное аналитическое выражение для аэродинамической силы, действующей на круговой цилиндр в равномерно-завихренном расходящемся потоке.

Будем предполагать, что внесенный в поток с постоянным вихрем Ω контур не изменяет распределения вихря в этом потоке. Экспериментально показано, что это предположение вполне приемлемо, например, при изучении обтекания тел в карусельном гидроканале. Обтекание контура описывается уравнением для функции тока Ψ :

$$4 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial \bar{z}} = -\Omega \quad (1)$$

с условием на контуре

$$\Psi|_L = \text{const} \quad (2)$$